

сред. Дана оценка области применимости ( $m_{\text{вв}} > 0,05$  кг) односкоростной математической модели. Из анализа сравнения расчетных и экспериментальных результатов намечен путь совершенствования модели посредством учета массообмена между фазами в области частичного испарения к-фазы.

В заключение автор выражает признательность В. В. Митрофанову за внимание к работе и ряд критических замечаний.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кудинов В. М., Паламарчук Б. И., Гельфанд Б. Е. и др. Докл. АН СССР, 1976, 228, 3.
2. Кудинов В. М., Паламарчук Б. И. и др. Прикл. механика, 1977, 13, 3.
3. Borisov A. A., Gelfand V. E. et al. Acta Astron., 1978, 5, 1027.
4. Паламарчук Б. И., Вахненко В. А., Черкашин А. В. и др. Докл. IV Междунар. симп. по использованию энергии взрыва.— Готвальдов, 1979.
5. Вахненко В. А., Кудинов В. М., Паламарчук Б. И. ФГВ, 1984, 20, 1.
6. Вахненко В. А., Кудинов В. М., Паламарчук Б. И. Прикл. механика, 1982, 18, 12.
7. Вахненко В. А., Паламарчук Б. И. Прикл. механика, 1986, 22, 3.
8. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1980.
9. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1975.
10. Engel O. G. J. Res. Nat. Bur. Stand., 1958, 60, 3.
11. Куропатенко В. Ф. // ЧММСС.— Новосибирск, 1977.— Т. 8, № 6.
12. Воскобойников Н. М., Котомин А. А. ФГВ, 1985, 21, 5.
13. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач.— М.: Мир, 1972.
14. Годунов С. К., Забродин А. В. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики.— М.: Наука, 1976.
15. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.— М.: Наука, 1972.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 13/XI 1987,  
после доработки — 28/III 1989

УДК 621.793.7

Т. П. Гавриленко, Ю. А. Николаев, Е. С. Прохоров,  
В. Ю. Ульяницкий

#### О МЕХАНИЗМАХ ОБРАЗОВАНИЯ ПОКРЫТИЙ ПРИ ГАЗОТЕРМИЧЕСКОМ НАПЫЛЕНИИ

В данной работе оценивается влияние температуры и скорости частиц на адгезионные и когезионные свойства покрытий. В основе оценки лежит предположение о том, что для образования прочной связи необходима диффузия одного из материалов в другой на глубину нескольких ( $m = 3 \div 10$ ) межатомных расстояний  $d_A$ . Это обуславливает взаимосвязь времени взаимодействия частиц с подложкой и критического значения коэффициента диффузии, зависящего от температуры, а для твердых тел — и от условий деформации. Весь процесс можно разделить на два этапа: деформацию частиц и подложки при ударе (динамический механизм) и остывание частицы после завершения движения (статический механизм).

Статический механизм существен, если характерное время диффузии  $(m d_A)^2 / D$  ( $D$  — коэффициент диффузии) меньше характерного времени остывания контактной поверхности  $h^2 / a$  ( $a$  — коэффициент температуропроводности,  $h$  — толщина деформированной после соударения с подложкой частицы с начальным диаметром  $d_0 \approx 3h$ ), а время остывания больше характерного времени деформации  $d_0 / u_0$ , где  $u_0$  — начальная скорость частицы. Отсюда следует, что для получения связи частицы с подложкой коэффициент диффузии в зоне контакта должен быть боль-

© 1990 Гавриленко Т. П., Николаев Ю. А., Прохоров Е. С., Ульяницкий В. Ю.

ше некоторого критического значения  $D_* = a(m\bar{d}_A/h)^2$ , и при этом должно выполняться условие статичности  $u_0 > ad_0/h^2$ . Если в качестве характерных принять значения<sup>1</sup>  $a = 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с,  $d_A = 2 \cdot 10^{-10}$  м,  $h = 10^{-5}$  м, то условие связи примет вид

$$D > D_* \approx (4 \cdot 10^{-14} \div 4 \cdot 10^{-13}) \text{ м}^2/\text{с}, \quad (1)$$

а условие статичности остывания —  $u_0 > 3$  м/с. Последнее условие заведомо выполняется для всех видов газотермического напыления. Отметим, что кинетическую энергию частицы при рассмотрении статического механизма можно учесть в виде соответствующей тепловой добавки.

Если температура  $T_k$  контактной поверхности превосходит минимальную из температур плавления ( $T_{пл}$ ) компонентов материалов частицы и подложки  $T_{пл, мин}$ , то условие (1) заведомо выполняется, так как для расплавленных материалов  $D \approx (10^{-9} \div 10^{-8})$  м<sup>2</sup>/с. Для твердых материалов коэффициент диффузии экспоненциально зависит от  $T$  (для металлов  $D \approx (5 \cdot 10^{-6} \div 5 \cdot 10^{-5}) \exp(-17T_{пл}/T)$  м<sup>2</sup>/с), вблизи  $T_{пл}$   $D = 2 \cdot 10^{-12} \div 2 \cdot 10^{-13}$  м<sup>2</sup>/с, а при уменьшении температуры на каждые 15 % падает примерно на порядок. Учитывая (1), можно сделать вывод, что в твердой фазе диффузионная связь возможна в примыкающем к температуре плавления очень узком диапазоне температур. С достаточной для практики точностью критической ( $T_*$ ) можно считать температуру, равную  $0,9 T_{пл, мин}$ .

В общем случае контактная поверхность из-за шероховатости подложки может быть существенно неплоской и прогревается неравномерно. Прочность сцепления покрытия с подложкой  $\bar{\sigma}$  будет максимално возможной ( $\sigma_{max}$ ), если условие  $T_k \geq T_*$  достигается во всех точках поверхности. Если же  $T_*$  достигается только на выступах шероховатости, то  $\bar{\sigma}$  будет пропорциональна относительно площади  $\bar{S}$  достаточно прогретой ( $T_k \geq T_*$ ) поверхности контакта ( $\bar{\sigma} = \bar{S}\sigma_{max}$ ). Т. е. образование покрытия с пониженной прочностью ( $0 < \bar{\sigma} < \sigma_{max}$ ) возможно при средней температуре контактной поверхности  $\bar{T}_k < T_*$ . Чтобы этот эффект был существенным, необходимо, чтобы диффузия успела пройти за время тепловой релаксации на масштабе шероховатости  $r_{ш}$ , т. е.  $(m\bar{d}_A)^2/D_* \leq r_{ш}^2/a$  или  $r_{ш} \geq m\bar{d}_A \sqrt{a/D_*} = h$ . В то же время  $r_{ш}$  не должен превосходить поперечный размер деформированной частицы  $b \approx 1,5d_0$ . Следовательно, оптимальный размер шероховатости должен быть порядка начального диаметра частицы  $d_0$ . Подобная шероховатость может быть получена путем специальной обработки, например пескоструйной, либо может быть естественным профилем предыдущего слоя покрытия.

Задачу теплообмена частицы с подложкой в макромасштабе будем рассматривать в плоской постановке с учетом фазовых переходов и многокомпонентности материалов, а в микромасштабе (для оценки влияния шероховатости) — в двумерной постановке без учета фазовых переходов и различия свойств материалов.

Отметим, что в литературе имеется анализ тепловой задачи при отсутствии фазовых переходов и для шероховатости прямоугольной формы (см., например, [2] и обзор [3]).

Шероховатость представим в виде призматических выступов с двугранным углом  $\phi$  при вершине (рис. 1). В момент введения в контакт горячей частицы с  $T_{ч,0}$  и холодной подложки (слева на рис. 1) с  $T_{п,0}$  вдоль всей линии контакта кроме точек  $A$  и  $E$  устанавливается температура  $(T_{ч,0} + T_{п,0})/2$ . В точке  $A$  температура выше, а в точке  $E$  ниже этого значения. В точках  $O$  на середине линии температура в масштабе времени микрозадачи будет оставаться постоянной, равной средней температуре контактной поверхности  $\bar{T}_k = (T_{ч,0} + T_{п,0})/2$ . На участках  $OE$  из-за близости холодной подложки температура сначала будет пони-

<sup>1</sup> Где особо не оговорено, термодинамические свойства взяты из [4].

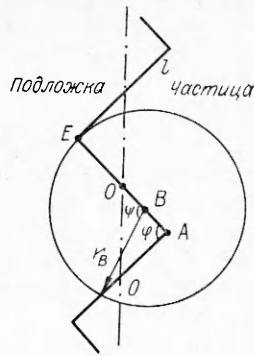


Рис. 1.

жаться, а на участках  $OA$  из-за близости горячей частицы повышаться. При  $t \approx r_{ш}^2/a$  (где  $t$  — время, отсчитываемое от начала процесса) температура всей контактной поверхности вновь выровняется и будет равна  $T_k$ . Следовательно, во всех точках участков  $OE$  максимальная температура равна  $T_k$  и достигается в начале и конце микропроцесса, а точках  $B$  участков  $OA$  температура будет иметь внутренний (по времени) максимум  $T_{B \max} > T_k$ . В точках  $A$   $T_{A \max}$  достигается в начальный момент времени. Интегрируя фундаментальное решение уравнения теплопроводности для точки  $A$  при  $t \rightarrow 0$ , получим  $T_{A \max} = T_{п.0} \frac{\varphi}{2\pi} + T_{ч.0} \left(1 - \frac{\varphi}{2\pi}\right)$ .

В однородном по свойствам пространстве (плоскости) температуру в любой точке можно оценить как среднюю начальную в круге с радиусом  $\sqrt{at}$ . Поэтому  $T_{B \max}$  в смещенной к горячей вершине точке  $B$  контактной поверхности достигается примерно тогда, когда характерный радиус тепловой волны  $\sqrt{at}$  сравнивается с расстоянием  $r_B$  от точки  $B$  до холодной вершины  $E$  (далее внутрь круга попадают обширные холодные области пространства). Осредняя начальную температуру в круге с радиусом  $r_B$ , получаем оценку

$$T_{B \max} = \Theta_B T_{п.0} + (1 - \Theta_B) T_{ч.0}, \quad (2)$$

где  $\Theta_B = (\psi + \xi \sin \psi)/2\pi$ ;  $\psi = \varphi + \arcsin(\xi \sin \varphi)$ ;  $\xi = l/r_B - 1 < 1$ ;  $l$  — длина отрезка  $AE$ . Отметим, что для точек  $A$  и  $O$  формула точная. Численная проверка показывает, что с точностью до 5%  $\Theta_B$ , а следовательно, и  $T_{B \max}$  — линейные функции координаты:  $\Theta_B = 1 - \frac{\varphi}{2\pi} - \left(1 - \frac{\varphi}{\pi}\right) \frac{r_B}{l}$ . Формулу (2) можно распространить и на участок  $OE$ , положив в этом случае  $\Theta_B = 0,5$ .

Обозначим  $\widehat{S}_B$  относительную площадь тех участков контактной поверхности, где максимум температуры не ниже  $T_{B \max}$ . Эти участки в зависимости от положения точки  $B$  относительно средней линии совпадают со всей контактной поверхностью либо с участками  $AB$ . Следовательно,

$$\widehat{S}_B = \begin{cases} 1, & r_B \leq 0,5l, \\ 1 - r_B/l, & r_B > 0,5l. \end{cases}$$

Тогда для всех точек контактной поверхности

$$\Theta = 1 - \frac{\varphi}{2\pi} - \left(1 - \frac{\varphi}{\pi}\right) (1 - \widehat{S}_B) \leq 0,5. \quad (3)$$

Если точка  $B$  такова, что  $T_{B \max}$  совпадает с критической температурой связи  $T_*$ , то  $\widehat{S}_B$  совпадает с относительной поверхностью «схватывания» и прочностью  $\bar{\sigma}/\sigma_{\max}$ . Принимая во внимание (2) и (3), получим

$$\frac{\bar{\sigma}}{\sigma_{\max}} = \begin{cases} 0, & K \geq K_*, \\ \frac{K_* - K}{2(K_* - 1)}, & 1 < K < K_*, \\ 1, & K \leq 1, \end{cases} \quad (4)$$

где  $K = \frac{T_* - T_{п.0}}{T_{ч.0} - T_{п.0}}$ ;  $K_* = 2 - \varphi/\pi$ ;  $\bar{\sigma}/\sigma_{\max}$  — не непрерывная функция  $\bar{T}_k$ .

При  $K \geq K_*$ , т. е. когда температура даже на вершинах шероховатости меньше  $T_*$ , прочность связи нулевая. При  $1 < K < K_*$ , когда  $T_*$  достигается только в точках, смещенных в горячую сторону от средней линии,  $\bar{\sigma}/\sigma_{\max} \leq 0,5$ , а если  $T_*$  достигается на средней линии ( $T_* = \bar{T}_k$ ),

то она реализуется и на всей контактной поверхности, а прочность скачком становится максимальной.

Обычно  $K_* \geq 1$ , при  $1 \leq K < K_*$  неравномерность нагрева поверхности мала, и погрешность оценки влияния шероховатости, связанная с упрощенностью постановки задачи, несущественна.

Обратив формулу (4), найдем минимальное значение средней температуры контактной поверхности, необходимой для получения заданной прочности сцепления частицы с шероховатой подложкой:

$$\bar{T}_K = \begin{cases} T_{п.0} + \frac{T_* - T_{п.0}}{2 - \varphi/\pi - (2 - 2\varphi/\pi) \bar{\sigma}/\sigma_{\max}}, & 0 < \bar{\sigma}/\sigma_{\max} < 0,5 \\ T_*, & \bar{\sigma}/\sigma_{\max} = 1. \end{cases} \quad (5)$$

Поскольку при  $\bar{T}_K > T_* \bar{\sigma} = \sigma_{\max}$  и не зависит от  $T_{п.0}$  и шероховатости, то при дальнейшем анализе предполагаем  $\bar{T}_K \leq T_*$ .

Цель настоящего исследования — установление взаимосвязи прочности покрытия и  $T_{ч.0}$ . Формулы (5) позволяют свести задачу к нахождению зависимости  $T_{ч.0}$  от  $T_K$ . При тепловом взаимодействии двух тел средняя температура контактной поверхности не зависит от шероховатости (при плотном прилегании), что позволяет рассматривать одномерную задачу.

Кроме однородных частиц рассмотрим и композиционные, состоящие из нескольких ( $N_q$ ) компонентов, входящих в частицу в виде равномерно распределенных по объему включений с характерным размером  $d_k \ll d_0$  (для существенно шероховатой подложки  $d_k \ll r_m$ ). Последнее обстоятельство позволяет осреднять параметры по поперечному сечению частицы и рассматривать задачу в плоской постановке. Наличие в частице компонентов с различной  $T_{пл}$  снижает необходимую  $T_{ч.0}$ : легкоплавкий компонент (связка) определяет низкое значение допустимой  $T_K$ , а теплота фазового перехода более тугоплавкого компонента может обеспечить необходимый запас энергии при малых  $T_{ч.0}$ . По крайней мере один компонент частицы при газотермическом напылении расплавляется, время полета расплавленной частицы  $t_{пол} \approx 10^{-3}$  с, поэтому чтобы до удара о подложку не произошло взаимного растворения компонентов, необходимо  $d_k \gg \sqrt{D t_{пол}} \approx (1 \div 3)$  мкм. Совокупность ограничений  $(1 \div 3)$  мкм  $\ll d_k \ll r_m \ll d_0$  показывает, что минимальный размер композиционных частиц должен составлять десятки микрометров.

Прономеруем компоненты частицы в порядке возрастания  $T_{пл,i}$ , где  $i = 1, \dots, N_q$ . Обозначим через  $c_i$ ,  $L_i$ ,  $\rho_i$ ,  $c_{pi}^{тв}$ ,  $c_{pi}^{ж}$ ,  $\lambda_i^{тв}$ ,  $\lambda_i^{ж}$  массовую долю, теплоту плавления, плотность, осредненные по температуре теплоемкость при постоянном давлении и коэффициент теплопроводности  $i$ -го компонента в твердом (тв) и жидком (ж) состояниях соответственно. Тогда средняя плотность частицы  $\bar{\rho}_q$  определяется выражением  $\bar{\rho}_q = \left( \sum_{i=1}^{N_q} c_i / \rho_i \right)^{-1}$ . В процессе взаимодействия в частице могут образовываться слои с различными сочетаниями фазовых состояний компонентов. Определим средние по  $j$ -му (отсчитываемому от контактной поверхности ( $1 \leq j \leq N_q + 1$ )) слою теплоемкость  $\bar{c}_{pj}$ , теплопроводность  $\bar{\lambda}_j$  и температуропроводность  $\bar{a}_j$ :

$$\bar{c}_{pj} = \sum_{i=1}^{N_q} c_i c_{pi}^{тв(ж)}, \quad \bar{\lambda}_j = \sum_{i=1}^{N_q} c_i \lambda_i^{тв(ж)} \bar{\rho}_q / \rho_i, \quad \bar{a}_j = \bar{\lambda}_j / (\bar{\rho}_q \bar{c}_{pj}).$$

Выбор индекса тв или ж зависит от фазового состояния  $i$ -го компонента в  $j$ -м слое. Поскольку правой (рис. 2) границей  $j$ -го слоя является поверхность фазового перехода (затвердевания)  $j$ -го компонента, то индекс тв соответствует  $i \geq j$ . Аналогично можно определить средние параметры подложки  $\rho_p$ ,  $c_{p0}$ ,  $\lambda_0$ ,  $a_0$ . Поскольку мы ограничиваемся случаем



Здесь  $\Phi(x) \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi$  — интеграл вероятностей;  $\Phi_j \equiv \Phi(\alpha_j)$ ;  $\widehat{\Phi}_j = \Phi(\alpha_j \sqrt{\bar{a}_j/\bar{a}_{j+1}})$ . Постоянные  $\bar{T}_k \equiv T(t, 0)$  и  $\alpha_j$  удовлетворяют в общем случае системе трансцендентных алгебраических уравнений

$$n = 0: T_{ч.0} = \bar{T}_k + \sqrt{\frac{\bar{\rho}_{п.0} \bar{\lambda}_0 \bar{c}_{p0}}{\bar{\rho}_ч \bar{\lambda}_1 \bar{c}_{p1}}} (\bar{T}_k - T_{п.0}), \quad (6)$$

$$n \geq 1: \Phi_1 = \sqrt{\frac{\bar{\lambda}_1 \bar{c}_{p1} \bar{\rho}_ч}{\bar{\lambda}_0 \bar{c}_{p0} \bar{\rho}_{п.1}}} \frac{T_{п.1} - \bar{T}_k}{\bar{T}_k - T_{п.0}}, \quad (7)$$

$$1 \leq j \leq n-1: \Phi_{j+1} = \widehat{\Phi}_j + \sqrt{\frac{\bar{\lambda}_{j+1} \bar{c}_{pj+1}}{\bar{\lambda}_j \bar{c}_{pj}}} \frac{(T_{п. j+1} - T_{п. j}) e^{-\frac{\bar{a}_j}{\bar{a}_{j+1}} \alpha_j^2}}{\frac{(T_{п. j} - T_{п. j-1}) e^{-\alpha_j^2}}{\Phi_j - \widehat{\Phi}_{j-1}} - \frac{\sqrt{\pi} L_j c_j \alpha_j}{\bar{c}_{pj}}},$$

$$n \geq 1: \kappa_n = \frac{\bar{c}_{pn}}{\sqrt{\pi} L_n c_n \alpha_n} \left[ \frac{(T_{п. n} - T_{п. n-1}) e^{-\alpha_n^2}}{\Phi_n - \Phi_{n-1}} - \sqrt{\frac{\bar{\lambda}_{n+1} \bar{c}_{pn+1}}{\bar{\lambda}_n \bar{c}_{pn}}} (T_{ч.0} - T_{п. n}) e^{-\frac{\bar{a}_n}{\bar{a}_{n+1}} \alpha_n^2} \right],$$

где под  $T_{п.0}$  следует понимать  $\bar{T}_k$ , а  $\Phi_0 = \widehat{\Phi}_0 = 0$ .

Определяющими параметрами этой системы являются  $n$  и  $T_{ч.0}$  (при  $\kappa_n = 1$ ) либо  $\kappa_n$ , неизвестными —  $\bar{T}_k$  и  $\alpha_j$ . Задачу следует обратить: по заданной  $\bar{T}_k$  найти  $n$ ,  $\alpha_j$  и  $T_{ч.0}$  (при  $\kappa_n = 1$ ) либо  $\kappa_n$  (при  $T_{ч.0} = T_{п. n}$ ). В этом случае решение упрощается: последовательно из  $j$ -го уравнения находится  $\alpha_j$ , а из последнего —  $\kappa_n$  или  $T_{ч.0}$ . При этом сначала следует брать  $n = 0$ , а затем последовательно увеличивать, пока не выполнится одно из условий:  $n = N_{ч}$ ,  $\kappa_n \leq 1$  или  $T_{ч.0} < T_{п. n+1}$ . В последнем уравнении следует сначала полагать  $T_{ч.0} = T_{п. n}$ , а затем, если найденное  $\kappa_n > 1$ , положить  $\kappa_n = 1$  и найти  $T_{ч.0}$ .

Поскольку задача имеет оценочный характер, имеет смысл найти явное приближенное решение. Численные оценки показывают, что с точностью до 10%  $\frac{e^{-x^2}}{x} \approx \frac{1 - \Phi^2(x)}{\Phi(x)}$ , а при  $0 \leq \varepsilon \leq 1$  с точностью до 3%  $\Phi[(1 + \varepsilon)x] = (1 + \varepsilon)\Phi(x)/[1 + \varepsilon\Phi^2(x)]$ . Эти соотношения позволяют получить алгоритм определения  $\kappa_n$  и  $T_{ч.0}$ .

Если вычисленная по (6)  $T_{ч.0} < T_{п.1}$ , то  $n = 0$  и задача решена; иначе следует по (7) вычислить  $\Phi_1$ , положить  $T_{п.0} = \bar{T}_k$ ,  $\widehat{\Phi}_0 = 0$ ,  $j = 1$ , и выполнить следующую процедуру:

$$\kappa_j = \frac{1 - \Phi_j^2}{\Phi_j(\Phi_j - \widehat{\Phi}_{j-1})} \frac{\bar{c}_{pj}(T_{п. j} - T_{п. j-1})}{\sqrt{\pi} L_j c_j},$$

если  $\kappa_j \leq 1$ , то  $T_{ч.0} = T_{п. j}$ ,  $n = j$ ,  $\kappa_n = \kappa_j$  и задача решена, иначе

$$\widehat{\Phi}_j = \sqrt{\frac{\bar{a}_j}{\bar{a}_{j+1}}} \Phi_j \left/ \left[ 1 + \left( \sqrt{\frac{\bar{a}_j}{\bar{a}_{j+1}}} - 1 \right) \Phi_j^2 \right], \right.$$

$$T_{ч.0} = T_{п. j} + \left( 1 - \frac{1}{\kappa_j} \right) \frac{\bar{c}_{pj}}{\bar{c}_{pj-1}} \frac{\widehat{\Phi}_j (1 - \Phi_j^2) (T_{п. j} - T_{п. j-1})}{\Phi_j (1 + \widehat{\Phi}_j) (\Phi_j - \widehat{\Phi}_{j-1})};$$

Материалы	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$c_p^{TB}$ , Дж/(кг·К)	$c_p^{ж}$ , Дж/(кг·К)	$\lambda^{TB}$ , Вт/(м·К)	$\lambda^{ж}$ , Вт/(м·К)	$T_{кин}$ , К	$T_{пл}$ , К	$L$ , кДж/кг	$\Delta T_{кин}$ , К
Ni	8 960	564	668	72	51	3170	1728	298	67
Co	8 860	555	698	42	11	3230	1767	276	64
WC	15 600	253	324	29	23	6270	3058	400	139
Cr <sub>3</sub> C <sub>2</sub>	6 680	828	1036	13	104	4070	2168	300	43
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	3 970	1171	1409	29	24	3250	2319	1109	32
Cu	8 930	431	481	350	300	2870	1356	205	94
Ст. 20	7 700	653 *	842 *	33	9	2720	1770	277 *	53
Дюралюми- ний (Д1 - ÷ Д18)	2 790	968 **	1036 **	280 **	240 **	2600	850	396 **	43
Be	1 940	2753	3683	129	76	2750	1556	1387	120
Ti	4 500	675	828	12,1	8,8	3550	1941	323	54

\* Данные для железа.  
\*\* Данные для алюминия.

если  $j = N_c$  или  $T_{ч.0} < T_{пл.j+1}$ , то  $n = j$ ,  $\kappa_n = 1$  и задача решена, иначе

$$\Phi_{j+1} = \hat{\Phi}_j + \frac{(\Phi_j - \Phi_{j-1})(T_{пл.j+1} - T_{пл.j})\Phi_j(1 - \hat{\Phi}_j^2)\bar{c}_{pj+1}}{(1 - 1/\kappa_j)(T_{пл.j} - T_{пл.j-1})\hat{\Phi}_j(1 - \Phi_j^2)c_{pj}}$$

Далее следует положить  $\kappa_j = 1$ , увеличить  $j$  на единицу и повторить процедуру сначала.

Этот алгоритм совместно с (5) позволяет получить зависимость  $T_{ч.0}$  и  $\kappa_n$  от  $\bar{\sigma}/\sigma_{max}$ . При этом определяющими параметрами являются  $\rho$ ,  $T_{пл}$ ,  $L$ ,  $c_p$  и  $\lambda$  компонентов подложки в твердом и частицы в твердом и жидком состояниях. Для существенно шероховатой поверхности подложки следует также задать угол при вершине выступов ( $T_{ч.0}$ , необходимая для достижения  $\sigma_{max}$ , не зависит от шероховатости). Практически в процессе напыления из-за полидисперсности частиц трудно обеспечить узкий диапазон  $T_{ч.0}$ , поэтому оценочный характер расчетов вполне приемлем.

Для многих материалов нет достаточно подробных данных о температурных зависимостях  $\lambda_i$  и  $c_{pj}$  в твердом и жидком состояниях. Тогда полагаем, что  $\lambda_j c_{pj}$  не зависит от  $T$  и  $c_p^{TB}/c_p^{ж} = 0,8$ . В таблице приведены характеристики материалов, полученные на основе обработки данных [1], на рис. 3, а, б — результаты расчетов при  $T_{п.0} = 300$  К. Обозначения линий (указаны материалы частицы и подложки соответственно): 1 — дюралюминий/дюралюминий; 2 — Cu/Cu; 3 — Be/Be; 4 — КХН-30/КХН-30; 5 — ВК-25/ВК-25; 6 — Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>; 7 — Cr<sub>3</sub>C<sub>2</sub>/Cr<sub>3</sub>C<sub>2</sub>;

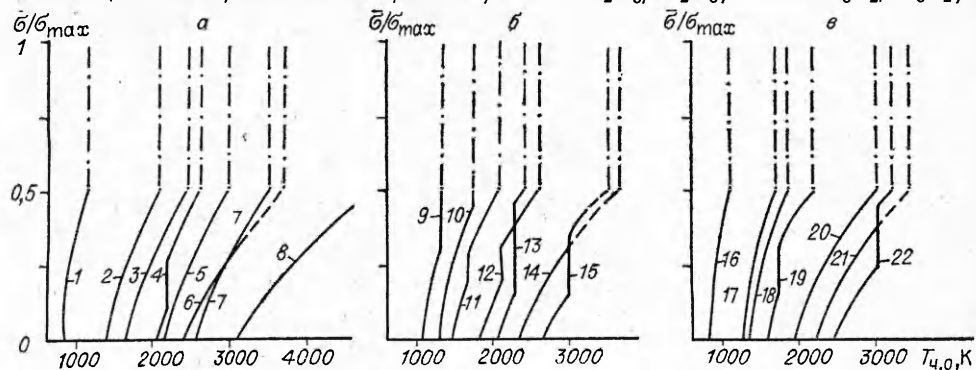


Рис. 3.

8 — WC/WC; 9 — Cu/сталь; 10 — ВК-25/дюралюминий; 11 — КХН-30/Ti; 12 — КХН-30/сталь; 13 —  $Al_2O_3$ /сталь; 14 — КХН-30/Cu; 15 — ВК-25/Cu; 16 — Cu/дюралюминий; 17 — КХН-30/дюралюминий; 18 —  $Al_2O_3$ /дюралюминий; 19 — ВК-25/Ti; 20 — ВК-25/сталь; 21 — КХН-30/Be; 22 — ВК-25/Be (по массе ВК-25 состоит из 75 % WC и 25 % Co, КХН-30 — из 70 %  $Cr_3C_2$  и 30 % Ni). Так как при пескоструйной обработке шероховатость острее профиля напыленного слоя, то при оценке адгезионной прочности (материалы подложки и частицы различные) полагалось  $\varphi = \pi/2$ , а при оценке когезионной прочности (материалы подложки и частицы одинаковые)  $\varphi = 2\pi/3$ . Штрихпунктирной линией обозначен скачок прочности (в условиях полидисперсности частиц скачку соответствует крутой подъем), а штриховой линией — участок выше температуры кипения  $T_{кип}$  одного из материалов частицы. Последний может иметь смысл при учете кинетической энергии частицы и подогрева подложки.

При тепловом взаимодействии двух одинаковых однородных тел температура контактной поверхности равна среднему арифметическому начальных температур и, следовательно, зависит лишь от суммарного количества тепла, а не от способа его распределения между телами перед взаимодействием. Условно прибавляя кинетическую энергию частицы к ее тепловому запасу, с помощью рис. 3 можно оценить влияние скорости  $u_0$ . В таблице приведена соответствующая температурная добавка  $\Delta T_{кин} = u_0^2 / (2c_p^*)$  при  $u_0 = 300$  м/с. Видно, что при таких скоростях она незначительна, а при  $u_0 = 1$  км/с  $\Delta T_{кин}$  возрастает на порядок и может стать решающим фактором. Отметим, что локализация теплового эффекта удара в узкой области около контактной границы может лишь повысить влияние кинетической энергии на прочность покрытий.

Аналогично, учитывая (6), путем введения добавки  $\Delta T_{п.0} = (T_{п.0} - 300K) \sqrt{\rho_p \lambda_0 c_{p0} / (\rho_q \lambda_{n+1} c_{pn+1})}$  к  $T_{ч.0}$  может быть оценено влияние предварительного нагрева подложки, т. е. на рис. 3 под  $T_{ч.0}$  следует понимать  $T_{ч.0}$  — сумму истинной  $T_{ч.0}$ ,  $\Delta T_{кин}$  и  $\Delta T_{п.0}$ . Если в промежуток  $[T_{ч.0}, T_{ч.0}]$  попадает  $T_{пл}$ , то добавку в  $T_{ч.0}$  следует уменьшить на величину, соответствующую теплоте фазового перехода.

При газодетонационном способе напыления покрытие формируется серией выстрелов, причем после одного выстрела слой, как правило, не сплошной, а состоит из совокупности отдельных частиц, удаленных друг от друга на 2—3 собственных размера (сплошной слой при остывании не выдерживает термических напряжений). Из-за полидисперсности и различия в начальном положении в стволе установки частицы в пределах одного выстрела прилетают на подложку неодновременно. Поэтому первые частицы садятся на холодную, а последние — на подогретую предыдущими частицами подложку. Поскольку время остывания слоя частиц сравнимо с временем формирования слоя  $\tau$  (разбросом времени прилета частиц), то эффект подогрева подложки может быть весьма заметным (до 300 К). Промежуток времени между выстрелами на несколько порядков больше, поэтому перед очередным выстрелом поверхность достаточно массивной подложки можно считать холодной.

Для оценки этого эффекта выберем произвольную (пробную) точку на поверхности подложки (полупространства) с начальной температурой  $T_{п.0}$  и рассмотрим эволюцию  $T_p$  в пробной точке, если при  $t = t_0$  на расстоянии  $r$  от нее на подложку села частица с полным запасом отдаваемой подложке энергии  $\Delta Q$ . Считая частицу точкой и симметрично относительно поверхности отображая подложку с частицей на все пространство, приходим к задаче Коши с начальным распределением температуры:  $T = T_{п.0} + 2T_{изб} v_q \delta$ , где  $v_q$  — объем частицы;  $\delta$  — бесконечная в частице функция Дирака с единичным интегралом по пространству;  $T_{изб} = \Delta Q / (\rho_p c_{p0} v_q)$  — эффективная избыточная температура частицы.



Решение этой задачи в пробной точке:

$$T_{\Pi} - T_{\Pi.0} = T_{\text{изб}} v_{\text{ч}} \frac{e^{-r^2/(4\bar{a}_0(t-t_0))}}{4\pi^{3/2} [\bar{a}_0(t-t_0)]^{3/2}}.$$

В случае потока частиц, осаждающихся на подложку в момент времени  $t_i$  на расстояниях  $r_i$  от пробной точки, процесс можно описать с помощью  $\delta$ -образных по времени и пространству источников. В результате получим

$$T_{\Pi} - T_{\Pi.0} = \bar{T}_{\text{изб}} v_{\text{ч}} \sum_{i=1}^n \frac{e^{-r_i^2/(4\bar{a}_0(t-t_i))}}{4\pi^{3/2} [\bar{a}_0(t-t_i)]^{3/2}},$$

где  $n$  — номер последней осевшей частицы;  $T_{\text{изб}}$  — среднее значение, полагаемое в дальнейших оценках постоянным.

Пусть поток частиц равномерно оседает на подложке внутри круга радиусом  $R$  с центром в пробной точке (выбор величины  $R$  значения не имеет, поскольку позже устремим ее к бесконечности). Тогда вероятность  $P_b(r)$  попадания частицы внутрь круга с радиусом  $r$  и центром в пробной точке равна  $r^2/R^2$ . Найдем наиболее вероятную величину прироста температуры в пробной точке:

$$\begin{aligned} \bar{T}_{\Pi} - T_{\Pi.0} &= \bar{T}_{\text{изб}} v_{\text{ч}} \sum_{i=1}^n \int_0^R \frac{dP_b}{dr} \frac{e^{-r^2/(4\bar{a}_0(t-t_i))}}{4\pi^{3/2} [\bar{a}_0(t-t_i)]^{3/2}} dr = \\ &= \frac{\bar{T}_{\text{изб}} v_{\text{ч}}}{\pi^{3/2} R^2} \sum_{i=1}^n \frac{1 - e^{-R^2/(4\bar{a}_0(t-t_i))}}{\sqrt{\bar{a}_0(t-t_i)}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Полагая  $t_i = it/n$ , обозначая текущую осредненную по поверхности толщину образовавшегося слоя через  $\bar{h} = nv_{\text{ч}}/\pi R^2$  и переходя в (8) при  $R \rightarrow \infty$ ,  $n \sim R^2$  от суммирования к интегрированию, получим

$$\bar{T}_{\Pi} - T_{\Pi.0} = \frac{2T_{\text{изб}} \bar{h}}{\sqrt{\pi} \sqrt{\bar{a}_0 t}}.$$

Ввиду произвольности пробной точки наиболее вероятная температура  $T_{\Pi}$  в ней имеет смысл средней температуры поверхности подложки. Обозначим среднюю толщину слоя (не сплошного), напыляемого за один выстрел, через  $\bar{H}$ , максимальный прирост средней температуры поверхности подложки в конце выстрела ( $t = \tau$ )  $(\bar{T}_{\Pi} - \bar{T}_{\Pi.0})_{\text{max}} = \frac{2T_{\text{изб}} \bar{H}}{\sqrt{\pi a_0 \tau}}$ .

Учитывая  $t = \tau \bar{h}/\bar{H}$ , имеем

$$\bar{T}_{\Pi} - T_{\Pi.0} = (T_{\Pi} - T_{\Pi.0})_{\text{max}} \sqrt{\bar{h}/\bar{H}}.$$

Из-за изменения  $T_{\Pi}$  прочность сцепления с подложкой  $\bar{\sigma}$  последних частиц может быть выше, чем первых. Из-за несплошности слоя можно говорить о средней по слою прочности  $\sigma_{\Pi}$ , которая и отражает прочность покрытия в целом:

$$\begin{aligned} \sigma_{\Pi} &= \frac{1}{\bar{H}} \int_0^{\bar{H}} \bar{\sigma} d\bar{h} \approx \frac{2}{(\bar{T}_{\Pi} - T_{\Pi.0})_{\text{max}}^2} \int_{T_1}^{T_2} (\bar{T}_{\text{ч.0}} - T_{\text{ч.0}} - \Delta T_{\text{кин}}) \bar{\sigma} d\bar{T}_{\text{ч.0}}, \\ T_1 &= T_{\text{ч.0}} + \Delta T_{\text{кин}}, \quad T_2 = T_1 + (\bar{T}_{\Pi} - T_{\Pi.0})_{\text{max}}. \end{aligned}$$

Последний интеграл легко может быть оценен численно, например, с помощью рис. 3 (как правило, достаточно разбиения на 1—3 интервала с кусочно-линейной аппроксимацией  $\bar{\sigma}(\bar{T}_{\text{ч.0}})$ ).

Не все частицы при напылении садятся на поверхность, часть отскакивает (практически неупруго). Очевидно, для осевших частиц под

$\Delta Q$  следует понимать полную избыточную энергию частицы (тепловую  $\Delta Q_T$  и кинетическую), а для отскочивших — только кинетическую, которая обычно на порядок меньше. Для учета энергии отскакивающих частиц достаточно прибавить ее к энергии осевших частиц

$$(\bar{T}_n - T_{n.0})_{\max} = \frac{2 [\bar{H} \cdot \Delta Q_T / v_{\text{ч}} + (\bar{H} + \hat{H}) \bar{\rho}_{\text{ч}} u_0^2 / 2]}{\bar{\rho}_{\text{п}} \bar{c}_{\text{p}0} \sqrt{\pi a_0 \tau}},$$

где  $\hat{H}$  — толщина слоя, соответствующая объему отскочивших частиц. Как правило,  $\bar{T}_n - T_{n.0} \ll T_{\text{ч.0}} - T_{\text{п.0}}$ , поэтому для оценки можно полагать

$$\frac{\Delta Q_T}{v_{\text{ч}}} \approx \bar{\rho}_{\text{ч}} \sum_{i=1}^{N_{\text{ч}}} c_i \{ [c_{pi}^{\text{TB(ж)}} T_{\text{ч.0}} - c_{pi}^{\text{TB}} T_{\text{п.0}}] + \kappa_i L_i \}.$$

Величина  $\eta = \bar{H} / (\bar{H} + \hat{H})$  имеет смысл коэффициента использования порошка и в рамках данной теплораспределенной модели определена быть не может. Априорно известны лишь полный объем метаемого порошка или соответствующая величина  $(\bar{H} + \hat{H})$ . Значения  $\hat{H}$  или  $\eta$  зависят от режима напыления и для проверки модели должны быть определены из эксперимента. Обычно в области оптимальных режимов  $\eta = 0,3 \div 0,7$ .

Динамический механизм образования покрытий может играть существенную роль, если характерное время диффузии  $(md_A)^2/D$  меньше характерного времени  $d_0/u_0$  деформации частицы при ударе, т. е.  $D$  должно быть больше некоторого критического значения  $D_{**} = (md_A)^2 u_0 / d_0 \approx (4 \cdot 10^{-12} \div 4 \cdot 10^{-11}) \text{ м}^2/\text{с}$ . Это условие может выполняться для интенсивно деформируемых твердых материалов и с большим запасом выполняется для жидкостей.

В последнем случае для образования диффузионной связи при растекании жидкости частицы необходимо условие  $T_{\text{к}} > T_{\text{пл.мин}}$ . В отличие от статического динамический механизм диффузии в жидкой фазе хотя и требует более высокой  $T_{\text{к}}$ , но может иметь место при более низких температурах частиц за счет интенсивной диссипации энергии в пограничном слое. Для оценки этого эффекта ограничимся когезионной связью и рассмотрим процесс теплового взаимодействия начавшей при  $t=0$  двигаться со скоростью  $u_{\infty}$  жидкости (частицы) с  $T_{\text{ч.0}}$  вдоль твердой поверхности подложки с  $T_{\text{п.0}}$  (рис. 4). При этом полагаем  $u_{\infty}$  достаточно большой, чтобы жидкость не застывала, а поверхность подложки в течение всего времени взаимодействия считаем твердой. Скорость жидкости в образующемся динамическом ламинарном пограничном слое распределена по закону [4]

$$u = u_{\infty} \Phi(y / (2\sqrt{vt})),$$

где  $y$  — расстояние от контактной поверхности;  $\nu$  — кинематическая вязкость. Отсюда получим интенсивность диссипации энергии

$$q = \rho_{\text{ч}} \nu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 = \rho_{\text{ч}} u_{\infty}^2 e^{-y^2 / (2\nu t)} / (\pi t).$$

Как будет показано ниже, условие ламинарности всегда выполняется. Поскольку в динамическом пограничном слое движение плоскопараллельное и продольные градиенты параметров отсутствуют, тепловую задачу можно рассматривать как для неподвижной среды, описывая процесс уравнением теплопроводности с источником тепла  $q$

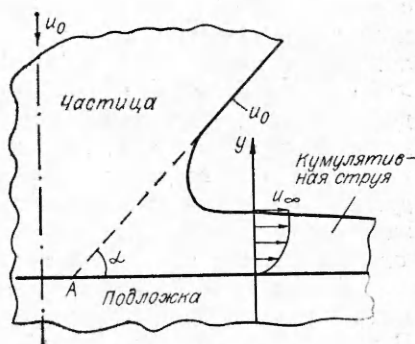


Рис. 4.

в жидкой области. Соответствующая задача Коши имеет автомодельное решение с постоянной температурой контактной поверхности  $T_k$ . Учитывая, что для расплавленных материалов  $a > \nu/2$  ( $a/\nu \approx 10^2$ ), нетрудно получить (путем сшивки вдоль контактной поверхности решений для двух задач Коши: одной — без источника для материала с постоянными по всему пространству свойствами (как у подложки), другой — асимметричной, с источниками и свойствами материала, как у частицы):

$$T_k = T_{п.0} + \frac{1}{1 + \sqrt{\lambda_{п.0} \rho_{п.0} c_{п.0} / (\lambda_{ч.0} \rho_{ч.0} c_{ч.0})}} \left( T_{ч.0} - T_{п.0} + \gamma \frac{u_{\infty}^2}{c_{п.0} \sqrt{2a_{ч.0}/\nu - 1}} \right),$$

$$\gamma = \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \sqrt{2a_{ч.0}/\nu - 1} \approx 1.$$

Полагая  $T_k \geq T_{пл.1}$ , учитывая  $a/\nu \gg 1$  и пренебрегая различием свойств материалов, получим приближенное условие связи

$$u_{\infty} > u_* = (2a/\nu)^{1/4} \sqrt{c_p [2T_{пл} - (T_{п.0} + T_{ч.0})]},$$

где  $u_*$  — критическое значение скорости. Поскольку в данном рассмотрении частица в исходном состоянии не может быть твердой ( $T_{ч.0} \geq T_{пл}$ ), то  $u_*$  ограничена сверху величиной  $u_{**} = (2a/\nu)^{1/4} \sqrt{c_p (T_{пл} - T_{п.0})} \approx \approx 4$  км/с.

Диссипация энергии в пограничном слое покрывает дефицит тепла в статическом механизме, поэтому интересен лишь случай  $u_* \approx u_{**}$ . Такая скорость примерно на порядок превышает начальную скорость частиц при детонационно-газовом способе напыления и близка к скорости звука  $C$  в металлах. Следовательно, соединение материалов по рассматриваемому механизму возможно только в местах образования кумулятивных струй при малых углах соударения  $\alpha$  (см. рис. 4).

Для идеальной жидкости скорость кумулятивной струи  $u_{\infty} = u_0(1 + \cos \alpha)/\sin \alpha \approx 2u_0/\alpha$ , а скорость точки контакта  $u_0/\sin \alpha \approx u_{\infty}/2$ . Учитывая, что скорость точки контакта  $A$  должна быть дозвуковой, а  $u_{\infty} \sim C$ , запишем приближенное условие связи:  $u_0/2C < \alpha < u_0/C \approx 0,1$ . Относительная величина поверхности капли, где выполняется это условие, порядка  $\alpha^2$ , поэтому диссипативный механизм не может давать заметного вклада в прочность связи.

Поскольку отношение толщины кумулятивной и падающей струй составляет  $(1 - \cos \alpha)/2 \approx \alpha^2/4$ , то число Рейнольдса для кумулятивной струи  $Re \approx u_{\infty} d_0 \alpha^2 / (8\nu) \approx 10^3$ , что подтверждает предположение о ламинарности пограничного слоя.

**Твердофазный динамический механизм образования покрытий** основывается на том, что в процессе интенсивной деформации число дислокаций, а следовательно, и вакансий может возрасти на шесть порядков [5]. Соответственно повышается коэффициент диффузии. Поскольку залечивание дефектов происходит за время порядка времени диффузии вакансий на несколько межатомных расстояниях, а последнее сравнимо с временем образования диффузионной связи, то гибелью вакансий можно пренебречь. Тогда можно записать условие связи частицы с подложкой в местах интенсивной деформации:  $D_0 \cdot 10^6 > \bar{D}_{**}$  или  $D_0 > > 4 \cdot 10^{-16} \div 4 \cdot 10^{-17}$  м<sup>2</sup>/с ( $D_0$  — коэффициент диффузии в отсутствие деформации). Взяв за основу упомянутую в начале работы универсальную температурную зависимость коэффициента диффузии, для металлов получим, что соединение частиц с подложкой в местах интенсивной деформации возможно лишь при  $T_k > T_{**} = 2/3 T_{пл}$ . Благодаря сильной зависимости  $D_0(T)$  даже значительная ошибка в определении критического значения  $D_0$  приводит к небольшому изменению  $T_{**}$ .

Величину  $T_{ч.0}$ , необходимую для получения  $T_k \geq T_{**}$ , можно оценить по процедуре, изложенной при описании статического механизма. В частности, для когезионной связи металлов (а для них  $c_p T_{пл}/L \approx 2,6$ ) при  $T_{п.0} \approx 0,2 T_{пл}$  получим  $T_{ч.0} = T_{пл}$ ,  $\kappa = 0,5$ , т. е. для образования свя-

зи в местах деформации достаточно, чтобы в исходном состоянии частица была хотя бы частично расплавлена.

Зона деформации подложки гораздо глубже зоны прогрева при ударе, поэтому для существенного деформирования необходимо давление  $p$  порядка напряжения текучести  $\sigma_T$  в холодном материале. Почти на всей контактной поверхности (за исключением пренебрежимо малой области, где  $\alpha < 0,05$  и  $p \approx \rho u_0 C/2$ )  $p_{\max}$  определяется механизмом образования кумулятивной струи, локализовано в окрестности точки контакта и может быть оценено как  $p \approx \rho(u_0 \operatorname{ctg} \alpha)^2/2$ . Тогда условие существенной деформации принимает вид

$$\alpha < \alpha_* = \operatorname{arctg} \sqrt{\rho u_0^2 / (2\sigma_T)}.$$

Предположим, что каждый участок поверхности частицы не меняет наклона вплоть до момента вступления в непосредственное взаимодействие с подложкой (точнее с областью формирования кумулятивной струи) и каждый участок исходной нижней полусферы формирует контактную поверхность той же площади (тогда диаметр контактной поверхности составит  $\sqrt{2}d_0$ , что не противоречит эксперименту). Относительная площадь  $\widehat{S}_*$  при  $\alpha < \alpha_*$  определяется выражением  $\widehat{S}_* = 1 - \cos \alpha_*$ . Если  $T_{\kappa} > T_{**}$ , то  $\widehat{\sigma} = \widehat{S}_*$ , и относительная прочность связи может быть оценена по формуле ( $\sigma = \sigma/\sigma_{\max}$ )

$$\widehat{\sigma} = 1 - \left(1 + \frac{\rho u_0}{2\sigma_T}\right)^{-1/2}.$$

Например, для  $\rho = 10^4$  кг/м<sup>3</sup>,  $\sigma_T = 0,5$  ГПа при  $u_0 = 100, 300$  и  $500$  м/с получим  $\widehat{\sigma} = 0,05, 0,3$  и  $0,5$  соответственно. Эти значения зависят от  $u_0$  и не зависят от  $T_{\kappa,0}$  (при  $T_{\kappa} > T_{**}$ ). Дальнейшее повышение прочности связи возможно лишь за счет статического механизма при  $T_{\kappa,0} \sim 1,5 T_{\text{пл}}$ .

Обобщенная теоретическая зависимость  $\widehat{\sigma}(\overline{T}_{\kappa,0})$  при постоянной скорости имеет двухступенчатый характер, а по механизму образования покрытия делится на два участка: низко- (динамический механизм) и высокотемпературный (статический механизм). При  $\overline{T}_{\kappa,0} < T_{\text{пл}}$  покрытие вообще не образуется, при  $\overline{T}_{\kappa,0} = T_{\text{пл}}$  прочность скачком возрастает до значения, определяемого  $u_0$ , при повышении  $\overline{T}_{\kappa,0}$  величина  $\widehat{\sigma}$  сначала остается постоянной, затем плавно растет до 50%  $\sigma_{\max}$  и при  $\overline{T}_{\kappa,0}$ , достаточной для полного прогрева шероховатостей, скачком достигает  $\sigma_{\max}$ . Если вместо  $\overline{T}_{\kappa,0}$  в качестве аргумента рассматривать  $T_{\kappa,0}$ , то при больших дозах порошка (большой плотности порошкового потока) высокотемпературный скачок размывается. К такому же эффекту приводит температурная неоднородность порошкового потока, если под  $T_{\kappa,0}$  иметь в виду  $\overline{T}_{\kappa,0}$ .

**Механическое зацепление частиц**, по-видимому, не имеет самостоятельного значения и может проявляться лишь при низкотемпературных режимах, характеризующихся большой пористостью покрытий. Поскольку чисто механически зацепившиеся частицы держатся только за счет соседних частиц, имеющих диффузионную связь с подложкой, то средняя прочность покрытия падает. Разделение частиц на имеющих диффузионную и только механическую связи возможно только при температурно-неоднородном порошковом потоке при  $\overline{T} \sim T_{\text{пл}}$ . Прочность такого покрытия будет пропорциональна числу относительно горячих частиц и ниже прочности при однородном потоке. Следовательно, механическое зацепление должно приводить к размыванию низкотемпературного скачка прочности. При высоких температурах частиц поверхность покрытия относительно гладкая и роль механического зацепления здесь мимимальна.

Предложенная модель экспериментально проверена на порошке ВК-25 фракции 45—55 мкм. Покрытия наносили детонационно-газовым

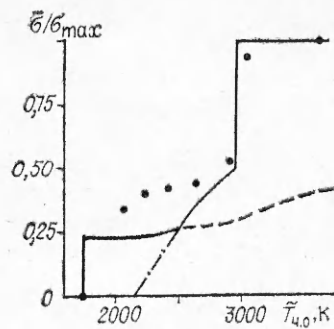


Рис. 5.

способом на установке АДУ·Обь, характеризующейся высокой точностью дозирования рабочих газов и порошка, а также высокой степенью локализации порошкового облака перед выстрелом. Температура и скорость частиц определялись экспериментально выверенным методом численного расчета [6]. Для большей надежности режим напыления подбирали таким, чтобы параметры частиц к моменту вылета из ствола менялись слабо, а мишень располагали близко к срезу ствола. Все эти меры дают основание полагать, что погрешность расчета средних

скоростей и температур частиц не превышает 5 %.

Прочность покрытия определяли штифтовым методом при достаточно большой толщине напыляемого слоя (экспериментально проверено, что усилие отрыва штифта перестает зависеть от толщины покрытия начиная с 0,7 диаметра штифта). Разброс измеренных значений при фиксированных режимах напыления составлял 3—10 %. Чтобы избавиться от неопределенности, связанной с трудностью оценки степени концентрации напряжений в угловой части штифта (около 1,5), в качестве  $\sigma_{max}$  бралось максимальное полученное значение удельного усилия отрыва штифта ( $340 \pm 10$  МПа).

В экспериментах  $u_0 = 260 \div 450$  м/с и  $T_{ч,0} = 1740 \div 3180$  К, при этом более низким температурам соответствовали более низкие скорости. Средняя толщина покрытий за один выстрел составляла 1,5—8 мкм. К сожалению, в проведенных экспериментах не удалось выявить непосредственного влияния скорости (изменение скорости сопровождалось изменением температуры), но в целом результаты экспериментов обнадеживают в правильности теоретических оценок.

На рис. 5 точками нанесены экспериментальные данные, сплошной линией — результаты расчетов в соответствующих эксперименту условиях и учитывающих и статический, и динамический механизмы, штриховой — результаты расчетов, учитывающих только динамический, а штрихпунктирной — только статический механизмы. Видно, что по отдельности ни динамический, ни статический механизмы объяснить экспериментальные результаты не могут, а совместно дают хорошее соответствие. Согласуются само наличие двух скачков прочности, их величины и температуры, при которых они имеют место.

Резкость низкотемпературного перехода свидетельствует о незначительной роли чисто механической связи при малом разбросе температур частиц, а резкость высокотемпературного перехода — о температурной однородности порошкового потока. Отметим, что коэффициент использования порошка максимален ( $\sim 40$  %) при средних температурах и резко падает как в области очень высоких температур, прилегающих к  $T_{пл}$  карбида вольфрама (по-видимому, расплескивание частиц при ударе), так и области низких температур, прилегающих к  $T_{пл}$  кобальта (отскок).

Таким образом, хорошее качественное и количественное соответствие расчетных результатов экспериментальным данным подтверждает концепцию диффузионной связи при газотермическом напылении, наличие двух механизмов сцепления (динамического и статического) и пригодность полученных формул для оценки прочности покрытий.

В заключение авторы благодарят В. В. Григорьева за сообщенные предварительные результаты экспериментальной проверки точности расчета температуры метаемых частиц.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Таблицы физических величин: Справочник/Под ред. И. К. Кикоина.— М.: Атомиздат, 1976.
2. Шмаков А. М., Басанов В. А. Изв. СО АН СССР. Серия техн. наук, 1988, 4, 15.

3. Жуков М. Ф., Солоненко О. П. // Там же, 1987, 3, 11.  
 4. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа.— М.: Наука, 1978.  
 5. Ларионов Л. Н., Исаичев В. И. Диффузия в металлах и сплавах.— Киев: Наук. думка, 1987.  
 6. Gavrilenko T. P., Grigoriev V. V., Zhdan S. A. et al. Comb. Flames, 1986, 66, 2.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 26/VII 1989

УДК 662.215.2 + 621.787

Ю. А. Гордополов, Р. М. Шихвердиев

## РАСЧЕТ ДАВЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЛАСТИНЫ, МЕТАЕМОЙ ПРОДУКТАМИ ВЗРЫВА ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕЙ ДЕТОНАЦИИ

В настоящее время имеется много публикаций, посвященных вопросам метания продуктами взрыва (ПВ) пластин и оболочек. Основные допущения, обычно используемые при решении задачи о метании в одно- и двумерной постановках, описаны в [1]. Многообразие расчетных схем метания связано не только с различием реологических моделей поведения металла при высоких динамических нагрузках, но и с подходами к газодинамическому расчету течения ПВ, конечная цель которого — определение давления на поверхности метаемой пластины.

В большинстве случаев при решении газодинамической задачи используется предположение о прямолинейности фронта детонации, что значительно упрощает расчет. Известно, однако, что у свободной поверхности заряда детонация не идеальна из-за действия волны разрежения, что приводит к искривлению детонационного фронта. Этот факт подтвержден экспериментальными и теоретическими исследованиями в области физики взрыва [2—4]. Характер искривления детонационного фронта у свободной поверхности можно наблюдать на рентгенограмме процесса метания (рис. 1). Как будет показано ниже, искривление детонационного фронта сдвигает границы области, занятой волной разрежения, идущей от свободной поверхности, оказывая тем самым существенное влияние на протяженность фазы разгона пластины.

Цель настоящей работы — получение простого аналитического выражения для давления на поверхности метаемой пластины с учетом кривизны детонационного фронта, которое в дальнейшем может быть использовано для расчета процессов метания при любых реологических моделях поведения металла.

Рассмотрим двумерную газодинамическую задачу о движении ПВ при метании пластины слоем взрывчатого вещества (ВВ). Будем при этом пользоваться следующими общепринятыми при решении такого типа задач допущениями: 1) влияние воздуха на движение пластины не сказывается, поскольку давление ПВ значительно превосходит атмосферное; 2) боковой разгрузкой можно пренебречь, считая, что толщина заряда  $h$  много меньше его ширины; 3) влиянием торцевой разгрузки пренебрегаем, считая, что длина заряда много больше его толщины; 4) не учитываем ширину зоны химической реакции из-за инерционности пластины. При этом импульс, сообщаемый пластине, оказывается слегка занижен, поскольку на

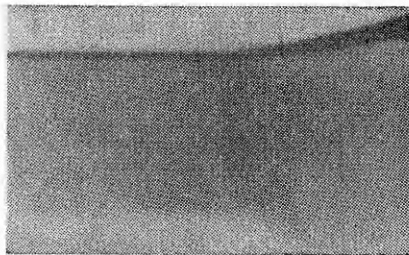


Рис. 1.